

文章编号: 1000-8055(2008)01-0081-06

钝体头部边界层“逾越”型转捩机理研究

袁湘江^{1,2}, 陆利蓬³, 沈 清⁴, 涂国华^{1,2}

- (1. 中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000;
2. 北京航空航天大学 国家计算流体力学实验室, 北京 100083;
3. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083;
4. 航空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘 要: 利用数值模拟的方法, 研究了再入条件下, 钝体头部边界层中一种新的失稳机制. 这种失稳机制无法用线性稳定性理论解释. 最近的研究工作表明, 流动中存在一种与局部有限幅值扰动相关的失稳机制. 它与常规的 T-S 波或二次失稳的过程不同. 数值模拟了受空间模式的局部扰动影响的钝体头部超声速边界层的失稳过程. 在模拟中, 明确了不同扰动模型非线性相互作用的物理机制.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 紧致格式; 非线性; 边界层; 转捩; 钝体

中图分类号: O357.41

文献标识码: A

Study of bypass transition mechanisms in the boundary layer of blunt bodies

YUAN Xiang-jiang^{1,2}, LU Li-peng³, SHEN Qing⁴, TU Guo-hua^{1,2}

- (1. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;
2. National Computational Fluid Dynamics Laboratory, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;
3. School of Jet Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;
4. China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: A new instability mechanism in the boundary layer of blunt bodies was studied under reentry conditions by using numerical simulation method. The instability mechanism cannot be addressed by linear instability theory. The recent research shows that, there is a nonlinear instability mechanism associated with local finite amplitude disturbance, which differs from the ordinary instability with respect to the T-S wave and secondly instability. The instability process under the influence of the local disturbance in the boundary layer of blunt bodies was simulated numerically. The physical mechanisms for nonlinear interaction of various disturbance modes were identified in the simulation.

Key words: aerospace propulsion system; compact scheme; boundary layer; nonlinear; transition; blunt body

线性稳定性理论无法解释钝体头部边界层的失稳机制. 因为, 根据这个理论, 钝体头部流场, 对

所有单频波的扰动都是稳定的^[1]. 因而, 利用这种方法对钝体进行的转捩预测, 其转捩位置都在远

收稿日期: 2006-12-27; 修订日期: 2007-03-28

基金项目: 国家自然科学基金(10321002; 10672012)

作者简介: 袁湘江(1962-), 男, 安徽濉溪人, 中国空气动力研究与发展中心研究员, 博士, 主要从事空气动力学研究.

离头部的锥身上^[2]. 但 Widhopf 和 Hall^[3] 的地面实验表明, 在某些条件下, 转捩位置是在钝锥的头部, 并不是在锥身. 这一点也可以从美国的 NRV^[4]、回收的 Gemini 返回舱以及我国神州一号返回舱的烧蚀外形上得到了证实.

近年来, 人们已经认识到并开始研究的“Bypass”转捩现象^[5]. 它不同于通常所说的小扰动转捩或自然转捩, 即“Natural transition”. 自然转捩是当流动超过临界雷诺数后, 由理论上无限小振幅的扰动引起的, 经历线性不稳定波(T-S)波的发展阶段, 并最终在高涡量处产生湍流斑, 进而形成湍流边界层. “Bypass transition”实际上有有限幅值扰动引发的直接非线性转捩. 这种类型的转捩, 本质上是由某种形式的非线性扰动引起的. 这种扰动能够直接激励出非线性相互作用, 使其演化过程跳过线性发展阶段, 直接形成湍流斑, 并迅速进入湍流. 在此过程中, 扰动的非线性增长是湍流斑形成的主要原因.

本文利用高精度、高分辨率紧致格式, 以及激波装配和在出口边界处高分辨率的无反射边界处理技术, 对钝锥端头超声速部分的曲壁边界层内的局部有限幅值扰动的演化过程, 进行了直接数值模拟. 模拟结果, 清楚地揭示了“bypass”转捩的发生、发展过程和非线性相互作用的物理机制. 也显示了本文与 Laurien^[6] 的模拟结果相比, 在扰动演化过程上存在一定差异.

1 计算方法与非线性扰动模型

本文在模拟中数值方法采用文献[7]中构造的通量限制型紧致格式, 控制方程采用三维全 N-S 方程, 若设 (u, v, w) 分别代表笛卡尔坐标系中 3 个坐标 (x, y, z) 方向的速度, p, ρ, T 分别表示流场的压力、密度和温度, κ, μ, γ 分别为热传导系数、粘性系数和比容热比, 则三维完全 N-S 方程的守恒形式为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \quad (1)$$

其中 $U, E, F, G, E_v, F_v, G_v$ 等符号的详细表达式见文献[2]

本文在非线性扰动模型中, 主要考虑了这两种典型的非线性相互作用形式.

1.1 局部片热源扰动模型

选择局部片热源扰动模型, 模拟一片有限大小且温度可调节的板形热源. 具体做法是在钝体端头的超声速流场的某处, 嵌入一个细长条带状板

形热源, 但不改变原钝体端头的外形, 条带上的温度可以按正弦规律变化. 扰动模型的表达式为

$$T(t, x, y, z) = T_w(t, x, y, z) + A \sin \omega t \quad (2)$$

式中 T_w 表示当地基本流场的壁面温度, ω 是扰动温度的变化频率, A 为扰动幅值.

1.2 局部四涡扰动模型

本文在计算中所选择的局部四涡扰动模型为两对反转旋涡. 具体做法是在球锥绕流的超声速边界层内, 叠加两对不可压的无粘反转涡. 该涡系在壁面处的扰动为零, 在计算区域外缘的扰动趋于零. 若坐标原点取在涡核的中心, 并以流函数的形式表示, 则该涡系在笛卡尔坐标系下扰动速度的表达式为

$$\begin{cases} (u, v, w) = \left[0, -\frac{\partial \phi}{\partial z}, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right], \\ \phi = A \bar{x} \bar{z} \bar{y}^3 e^{-\bar{x}^2 - \bar{y}^2 - \bar{z}^2} \end{cases} \quad (3)$$

其中 $\bar{x} = x/l_x, \bar{y} = y/l_y, \bar{z} = z/l_z$, 而 l_x, l_y, l_z 则分别是局部扰动在 3 个坐标方向上的特征尺度. A 决定扰动强度, 当 $A = 0.2$ 时, 扰动速度幅值相当于来流速度的 5%.

1.3 基本波加亚谐波扰动模型

本文选择了两个基本波加亚谐波扰动模型, 一个是沿流向的二维基本波加上一个频率为基本波二分之一的带有展向波数的三维波, 另一个是在二维基本波上加两个频率为基本波二分之一, 其展向波数反对称的三维波. 具体做法是在球锥绕流的超声速边界层内, 沿展向均匀叠加一个有限幅值二维单频的平面波和一个或两个具有较小幅值的三维波.

2 结果与讨论

初始流场的状态参数为: $Ma_\infty = 6.0, Re = 10^5, T_\infty = 100 \text{ K}, T_w = 300 \text{ K}$. 计算外形是 5° 钝锥, 基本流场的计算区域和网格系统见图 1. 为提高效率, 在计算时, 采用轴对称 Navier-Stokes 方程和激波装配技术. 计算网格点为 241×251 . 在得到轴对称流场的结果后, 利用绝热流动总焓相等的概念确定钝头体的边界层的名义厚度 δ , 取 1.5δ 作为法向高度; 流向取声速线后与体轴夹角约 40° 到球锥结合处; 周向取 90° 周角范围作为直接数值模拟的计算区域. 网格系统见图 2.

为进行对比, 本文分别在同一钝锥绕流流场中, 引入不同扰动模型, 并对各种情况下的扰动演化过程逐一进行了直接数值模拟.

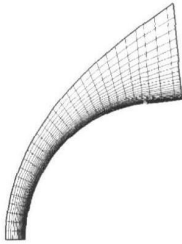


图 1 计算区域和网格

Fig.1 Zone and grid for base flow

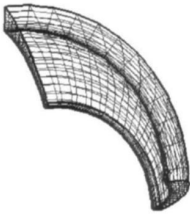


图 2 模拟区域和网格

Fig.2 Zone and grid for numerical simulation

2. 1 算例 1: 四涡扰动的演化

2. 1. 1 大幅值扰动的演化

四涡模型最初是由 Breuer^[8] 等提出的, 他们的目的是模拟壁面凹陷处对流动的扰动. 初始扰动的形态如图 3 所示. 我们重点研究扰动幅值的大小对转捩途径的影响.

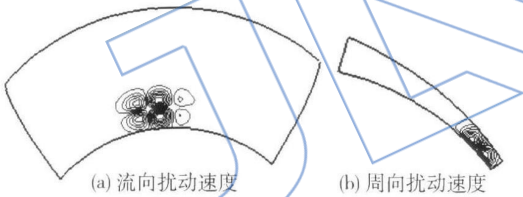


图 3 法向与周向坐标面上初始扰动速度等值线

Fig.3 Contours of the initial disturbance velocity

当扰动幅值 $A = 0.4$, 即扰动速度幅值相当于来流速度的 1% 时, 在本文的模拟中发现, 扰动涡量有一个瞬态的快速增长过程. 如图 4 所示, 法向涡量在一开始的 3 到 4 个无量纲时间里增长相对缓慢, 但在经历相对较长时间的缓慢增长后, 法向涡量的绝对值在 1 个无量纲时间的范围内陡然增长了近 70 倍. 由图还可知道, 展向涡量和总涡量也有相同的增长历程, 且快速增长时期的增长

梯度几乎相同. 展向涡量和总涡量的绝对值最终分别达到 50 多倍和 60 多倍. 呈现明显的瞬态增长的态势. 但流向涡的增长相对缓慢, 快速增长点滞后了 0.6 个无量纲时间, 增长的梯度也相对平缓.

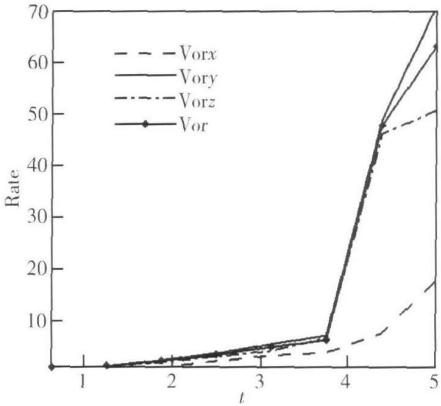


图 4 涡量随时间的增长曲线

Fig.4 Disturbance vortex amplified curves vs. time

图 5 是法向涡量演化过程的等值线图, 由图可知, 涡结构的演化以涡对之间的相互作用较为明显, 涡拉伸的现象不十分显著. 涡结构的相互作用产生许多小尺度结构, 当演化到一定程度后转捩到湍流.

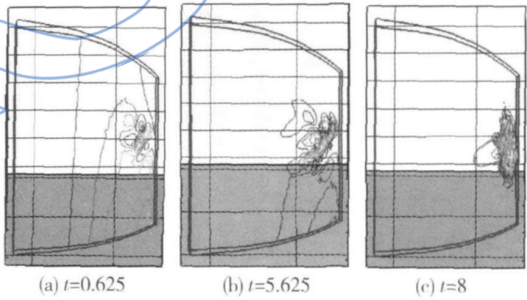


图 5 坐标面上法向扰动涡量的等值线

Fig. 5 Contours of normal disturbance vorticity on the normal surface

2. 1. 2 中等幅值扰动的演化

图 6~ 图 8 是当扰动幅值 $A = 0.2$, 即扰动速度幅值相当于来流速度的 5% 时, 扰动演化在不同时刻的形态. 本文的工作表明, 对于中等幅值的扰动强度, 涡结构的演化以拉伸现象最为突出, 这似乎与 Laurien^[6] 模拟的结果相似.

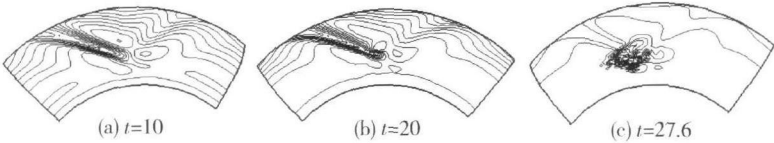


图 6 不同时刻法向坐标面上的流向扰动速度等值线

Fig. 6 Contours of streamwise disturbance velocity on the normal surface in the different time

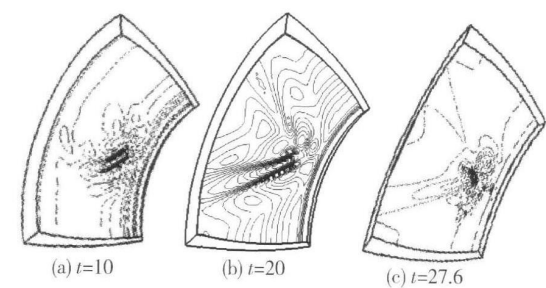


图 7 不同时刻法向坐标面上的扰动流场涡量等值线
Fig.7 Contours of disturbance vorticity on the nor mal surface in the different time

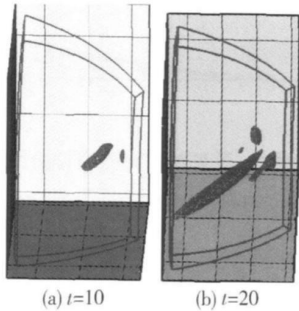


图 8 不同时刻法向坐标面上的扰动流场等涡量面
Fig.8 Isoσ surface of disturbance vorticity on the normal surface in the different time

图 9 是分别对应于计算时间 $t=10, 27.6$ 个无量纲时间时的扰动压力波数谱. 由图可见, 随着非线性作用的增强, 各种频率的扰动波逐渐被激发起来.

2. 1. 3 小幅值扰动的演化

当扰动幅值 $A=0.04$, 即扰动速度幅值相当于来流速度的 1% 时, 本文通过数值模拟发现, 当扰动演化到一定时刻后, 扰动幅值趋于平衡. 如图 10 所示, 扰动演化了 40 个无量纲时间, 只有流向涡绝对值增长了 1.3 倍, 法向涡和总涡量的绝对

值只增长了 1.2 倍的样子, 展向涡基本没有变化. 而增长最快的流向涡在 $t>32$ 后, 扰动增长开始明显趋缓, 法向涡在 $t>20$ 后, 扰动增长已开始变缓.

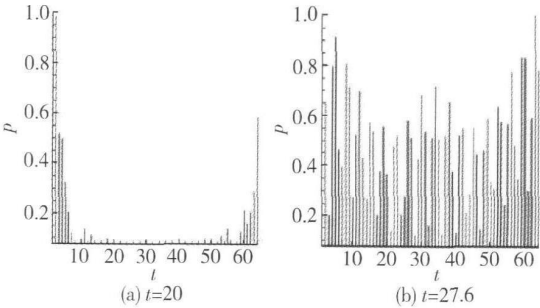


图 9 不同时刻压力波数谱
Fig.9 Disturbance pressure spectrum of wavenumbers

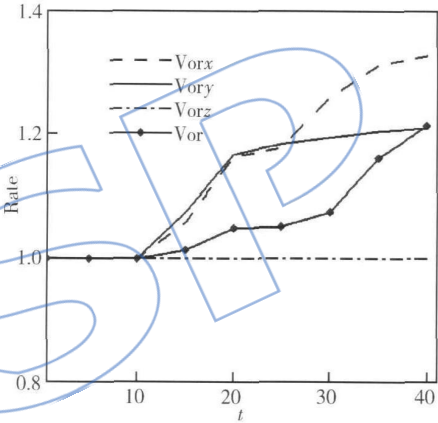


图 10 涡量随时间的增长曲线
Fig. 10 Disturbance vortex amplified curves vs. time

图 11 是法向涡量演化过程的等值线图, 由图可知, 当计算到 20 个无量纲时间后, 扰动结构没有出现的明显变化, 在以后 20 个无量纲时间的演化时间里, 波系的形状变化不大. 种种迹象表明, 此时流动达到了一种新的平衡状态.

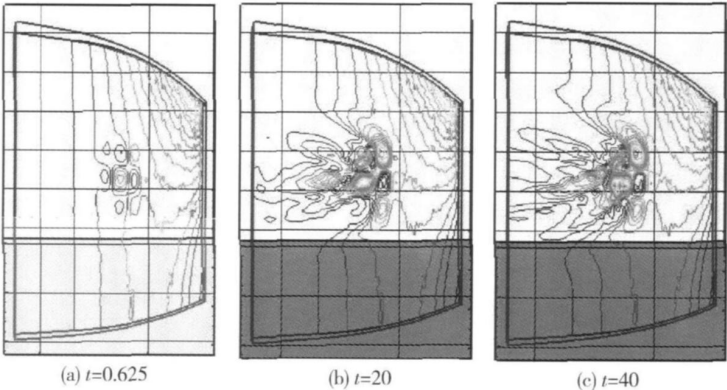


图 11 坐标面上法向扰动涡量的等值线
Fig.11 Contours of normal disturbance vorticity on the normal surface

2.2 算例 2: 片热源扰动的演化

局部加热扰动模型主要是基于 Maestrello (1985) 的工作, 他们证实局部加热有助于层流边界层转捩, 并在一定条件下有可能触发 Bypass 转捩.

在本文的计算条件下, 当扰动温度的幅值低于 2% 时, 流动始终保持稳定. 但当初始扰动温度的幅值等于 3% 时, 可使扰动温度幅值在一个无量纲时间里增长 6~ 7 倍, 但以后扰动温度幅值保持在这个范围内, 达到一种动态平衡. 图 12 是温度演化过程的等值线图, 由图可知, 当计算到 5 个无量纲时间后, 扰动结构没有出现的明显变化, 在以后 20 个无量纲时间的演化时间里, 波系的形状变化不大. 种种迹象表明, 此时流动达到了一种新的平衡状态.

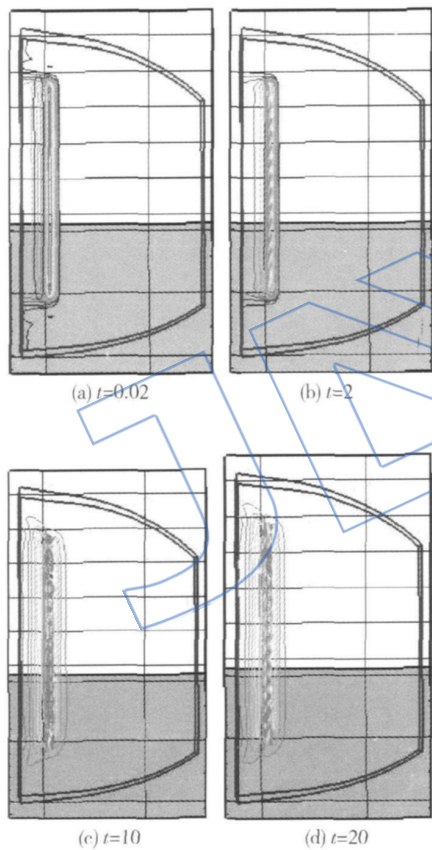


图 12 坐标面上扰动温度的等值线(片热源扰动)
Fig.12 Contours of disturbance temperature on the normal surface
(Piece heating disturbance)

在本文的数值实验中还发现, 边界层对温度扰动的敏感性位置和频率均有关. 球钝锥边界层对超声速区扰动较为敏感. 当无量纲频率达到 0.5 时, 即使初始扰动温度的幅值等于 3%, 流动仍然稳定.

2.3 算例 3: 基本波加亚谐波扰动的演化

基本波加亚谐波扰动模型是根据 Herbert 二次失稳模型构造的, 在本文的数值模拟中, 若采用 (4) 式表示的扰动模型, 即二维基本波加上一个频率为基本波二分之一的带有展向波数的三维波, 在本文的模拟范围内均为稳定解, 直到扰动速度的幅值达到来流速度的 30%, 既没有出现失稳的迹象, 也没有出现平衡状态. 当采用公式 (5) 表示的扰动模型, 即二维基本波加上两个频率为基本波二分之一, 且其展向波数反对称的三维波时, 在本文的数值试验中, 直到扰动速度的幅值达到来流速度的 30%, 才出现平衡状态. 事实上, 这个平衡态是一个缓慢衰减的准平衡态. 如图 13 所示, 在扰动演化的 20 个无量纲时间里, 展向涡量、流向涡量以及总涡量的绝对值仅衰减了不到 2%, 只有法向涡量的绝对值变化较大. 法向涡量一开始迅速衰减, 在两个无量纲时间内衰减接近 70%, 随后在经历了两个无量纲时间的平台期后开始增长, 再达到原扰动幅值后, 变化开始明显趋缓, 在 $t > 15$ 后, 扰动接近平衡态.

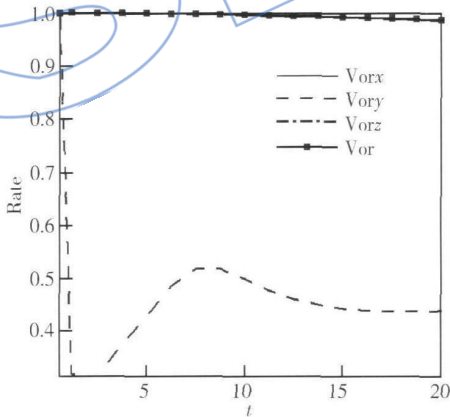


图 13 涡量随时间的增长曲线(基本波加亚谐波扰动)
Fig.13 Disturbance vortex amplified curves vs. time
(Fundamental and subharmonic modes)

3 结 论

本文利用直接数值模拟研究了不同扰动模型在不同流场的演化过程, 以及局部扰动幅值对边界层转捩途径的影响, 及其发生 Bypass 转捩的物理机制, 得出以下几个结论:

- (1) 球钝锥边界层对涡结构的扰动最为敏感, 片热源次之, 亚谐波更次之.
- (2) 在相同涡结构的扰动下, 扰动的幅值, 可以改变转捩的途径.

- (3) 不同扰动形式下, 当初始扰动幅值达到一定程度时, 球钝锥边界层流动都存在平衡态.
- (4) 球钝锥边界层对某些形式的扰动存在瞬时增长机制.

参考文献:

[1] 袁湘江, 黎作武. 钝头体超音速边界层稳定性研究样[R]. 天津市第一届青年科技工作者会议, 天津: 天津市科委, 1995.

[2] 袁湘江, 周恒, 赵耕夫. 超音速、高超音速球锥绕流的边界层稳定性特点初探[J]. 空气动力学学报, 1999, 17(1): 98-104.

YUAN Xiangjiang, ZHOU Heng, ZHAO Gengfu. Stability characteristics of the boundary layer of an axisymmetric blunt cone in the supersonic and hypersonic flow [J]. ACTA Aerodynamics Sinica, 1999, 17 (1): 98-104.

[3] Widhopf G F, Hall R. Transitional and turbulent heat transfer measurements on a yawed blunt conical nosetip

[J]. AIAA J. 1972, 10: 1318-1325.

[4] Swain, R B. Aerodynamics of reentry vehicles with asymmetric nosetip shape change[R]. AIAA Paper 77-782.

[5] Kleiser L, Zang T A. Numerical simulation of transition in wall boundary shear flows[J]. Annu. Rev. Fluid Mech. , 1991, 23: 495-537.

[6] Laurien E. Numerical investigation of laminar-turbulent transition on Reentry capsules[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1996, 33(3): 313-318.

[7] 袁湘江, 桂业伟, 涂国华, 等. 捕捉间断的高精度数值方法[J]. 空气动力学学报, 2004, 22(3): 269-273.

YUAN Xiangjiang, GUI Yewei, TU Guohua, et al, Study of higher order accuracy algorithm of capturing discontinuity[J]. ACTA Aerodynamics Sinica, 2004, 22 (3): 269-273.

[8] Breuer K S, Landahl M T. The evolution of a localized disturbance in a laminar boundary layer Part 2-Strong disturbances[J]. J Fluid Mech, 1990, 220: 595-621.

